

## 温泉，火山，マントル，太陽に対する解析

和田 昭 夫

### Abstract

The author calculated formation of sun spot, distribution of temperature in volcano by personal computer.

Calculation shows formation of group of sun spot and in volcano, conduction exceeds in shallow zone and convection exceeds in large depth.

### I 太陽

黒点は発生し，消滅する。故に準平衡即ち時間的に同じ状態のくり返しは成立しない。故に非準平衡となり規則性は本来的には存在しないと思われる。そこである黒点が発生したとき，次に，それより大きい黒点よりも小さい黒点が発生する確率が大きいという仮定をおいて，パーソナルコンピューターにより確率的に黒点の発生を求めてみた。結果は第1図に示すように，黒点は自然に群を形成する。実際に黒点を観測すると，比較的まばらな群或いは密な群を形成する。

プロミネンスについては，根元から先端区巾が次第にせまくなっていくという仮定においてその形態を確率的にパーソナルコンピューターで求めてみた。結果は第2図に示すように一方向へ曲る傾向がある。実際にプロミネンスを観測すると，直立型及び一方向へ曲る形態のものが一般に観測される。

### II 温泉

噴気のある場所の地中温度を確率的にパーソナルコンピューターにより求めてみた。地中温度を，垂直分布に関して，一般式  $v = cx + dx^2 +$

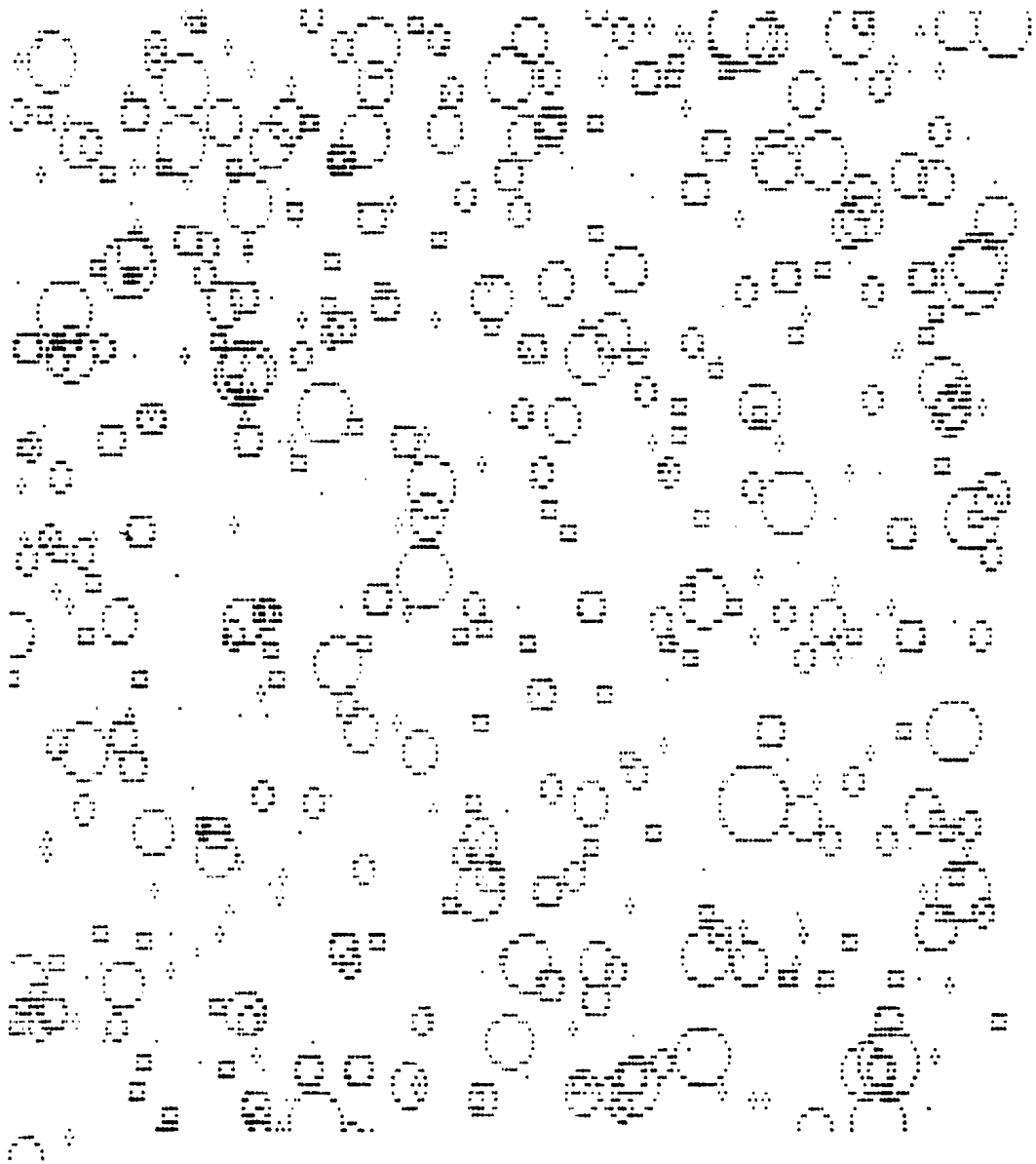


図 1 太陽の黒点  
Fig. 1 Sun spot

$ex^3 + f$  とおく。但し  $f$  は噴気のある個所の表面地温,  $x$  は深さ (単位, m), 地中温度は熱源迄, 次第に増加するとして,  $c, d, e > 0$  とする。

水平方向  $Z$  に関しては,  $f = 100 \times \frac{1}{Z} (^{\circ}\text{C})$  とおき, 1m おきに, 各垂直分布を, 前述の式より求める。得られた結果は第 3 図に示すように, 噴気の影響のあらわれる深さは 2 m 迄で, それ以深では全く at random である。この結果を逆に考えると, 噴気のある場所は, 高温帯が, 比較的浅い場所にかなり広く広がっていることを意味する。

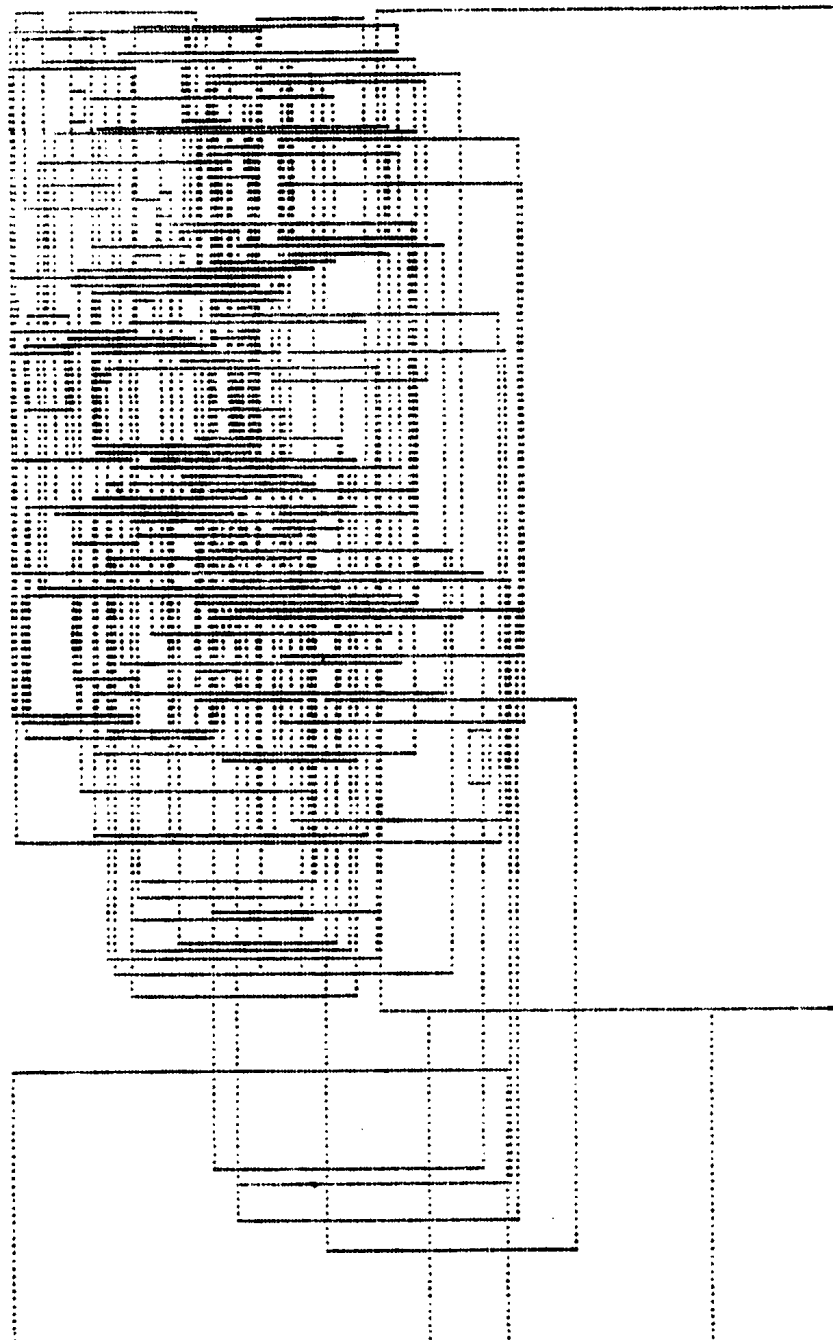


図 2 プロミネンス  
Fig. 2 Prominence

### 岩石の温度による変化

玄武岩を800℃位に15分間加熱したとき次の変化が生じた。

1. 局部的に, 1mm位のとけた球状のかたまりが生ずること, 2. 局部的にひび割れが生ずること, 1. に着目する。この理由は比較的融点の低い結晶が融解することであることが考えられるが, これだけでは, 球



図 3 温泉中の温度分布

Fig. 3 Temperature distribution in hot spring

状であることが説明できない。これは、次のように解釈することができる。比較的融点の低い結晶の融解に伴って、熱を新たに発生し回りの結晶を融解して球状のとけたかたまりを生じた。この新たに熱を発生する理由は既に筆者が発表したように、poly-crystal 即ち、双晶を含む結晶体の集合の分解によるものと考えられる<sup>1)</sup>。これから、岩石中の熱の発数  $\text{div}q \neq 0$  が推定される。

### Ⅲ 火山

火山に於て、マグマ或いはマグマ以深迄の地中温度を求める際の情報は地表の熱流或いは地表温度である。そこで地表温度を情報として、マグマ迄或いはそれ以深の地中温度及び熱流を確率的に求めた。

マグマより浅いところでは、 $\Delta v = 0$ 、故に  $v = \epsilon x + f$

マグマ中では  $\text{div}q = c$   $q_x = (\text{grad}\phi)_x$

$\therefore \Delta\phi = c$ 、既に単考が発表したように<sup>2)</sup>、 $\phi = v$  とすると、 $\Delta v = c \cdots \textcircled{1}$

地表への熱流が問題であって水平方向の熱流は問題ではない、

$$\textcircled{1} \text{式より } \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = c \cdots \cdots \textcircled{2}$$

ここで  $c = c(x)$  として、熱の発数は深さに比例すると仮定して、 $c = cx \cdots \cdots \textcircled{3}$  とおく。

②式及び③式より、 $v = c_1 x^3 + c_2 x^2 + c_3 x + c_4 \cdots \cdots \textcircled{4}$  テーラー展開の第

2 頃迄をみると,

$v_1 = v_0 + v^1 x \dots \dots \textcircled{5}$ であらわされる。④を, ⑤に代入すると,  $v = v_0 + 3cx + 2c_2x^2 + c_3x^3 + c_4$ , 係数の比重を等しくすると,

$3c = 2c = c = g$  とするのが妥当である。

故に  $v = \frac{g}{3}x^3 + \frac{g}{2}x^2 + gx + f$

ここで  $f$  はマグマ表面の温度で  $1000^\circ\text{C}$  とした。地表温度を  $100^\circ\text{C}$  とし  
て, パーソナルコンピュータで,  $e$  と  $g$  を恣意に変えて, 確率的に,  
地中温度と, 熱流を求めてみた。

結果は第 4 図に示すように, 伝導による熱流は比較的浅いところでは  
卓越しているが, 深いところでは減少し次第に 0 に近づく。逆に熱の発



図 4 火山中に於る熱流の分布

Fig. 4 Distribution of thermal flow in volcano

射による熱流即ち対流はある深さから深くなるに従って特に マグマ中で  
増大する。この結論は地殻とマントルの関係についても言えることで,  
マントル内では伝導による熱流は極めて小さく, 熱移動は主に対流によ  
ってなされることが推定される。

#### IV マントル対流

筆者が既に述べたように,  $q = q' + \text{div} q' n$  が成立する。ここで  $q$  は,  
mass transfer による熱流である。 $q' = \text{grad} p$  が成立する。ここで  $p$

は圧力である。故に  $q'$  は渦なし  $x$ , 即ち,  $\text{rot}'q=0$  である。mass transfer のとき  $q=c\theta pv$  が成立する。但し  $c$ : 比熱,  $v$ : 流速,  $p$ : 比重,  $c, \theta$  が一定のとき,  $\text{rot}v=c\theta p\text{rot}q'=0$  即ち対流は存在しない。 $c, \theta, p$  が変化するとき  $\text{rot}(c\theta pv)$  は一般に 0 ではない。即ち対流が存在する, マントルが上昇するとき, 熱の発散と共に,  $c, \theta, v, p$  が変化すると思われる。この変化はマントル表面に返づく程熱の発散による変化が加算され大きいと思われるので, マントル表面近くに於て, 特に対流が等しいと思われる。

そこで  $\theta$  の変化が深さに比例即ち,  $\theta=cx$   $c=1$  として,  $(\text{rot}v)_z$  を求めてみる。

$$\begin{aligned}\text{rot}q' &= \text{rot}(xv) = 0 \\ \therefore (\text{rot}q)_z &= v_y + x\left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}\right) = 0 \\ \therefore (\text{rot}v)_z &= -\frac{v_y}{x} \\ \therefore (\text{rot}v)_x &\propto -\frac{1}{x}\end{aligned}$$

故に対流は浅いところ程盛んである。

$\text{rot}q'=0$  であることは,  $q$  は渦なしであり故に,

$q' = \text{grad}\phi$  で定められるポテンシャル  $\phi$  が存在することを意味する。

温泉についても同じ推論が成立し, 対流は浅い処程盛んである。

式に於る  $\text{div}q$  は,  $\theta$  を変化させる要因として働く。

$(\text{rot}v)_z$  を一般的に求めてみる。 $q=\theta v$  として  $\text{rot}q=\text{rot}(\theta v)=0$ ,  $(\text{rot}v)_z = \frac{1}{\theta}\left(\frac{\partial \theta}{\partial y}v_x - \frac{\partial \theta}{\partial x}v_y\right) - (\text{rot}v)_z \neq 0$  の層には,  $x$  方向のみならず  $y$  方向即ちマントル表面にそった方向に関して,  $\theta$  が変化すること, 或いは,  $y$  方向に関して,  $v_y \neq 0$  であることが必要である。これは,  $y$  方向に関しての非対称性の存在を意味する。 $v_x \neq 0$  であることはプレートテクトニクスから推定されていることである。一般にマントルが  $y$  方向に関して不均一であることは, 熱源の深さの分布の不均一性から推定される。

## 溶 岩

溶岩はガラスであるが、謂ゆるガラスと異なり、それよりはもろくない。溶岩はある種のかたまり、極めて粗な粒団状のかたまりの集合からできているかのようである。これが謂ゆるガラス程もろくはない理由と思われる。

溶岩は全くの混合物である。ある成分が凝縮したときそれが、溶岩表面から内部によるかにかかわらず、同じ成分及びそれ以下の融点の成分が凝結する確率が高いとして、凝縮部分の分布を、パーソナルコンピューターで確率的に求ひてみた。結果は第5図に示すように粗な粒団を形成する。

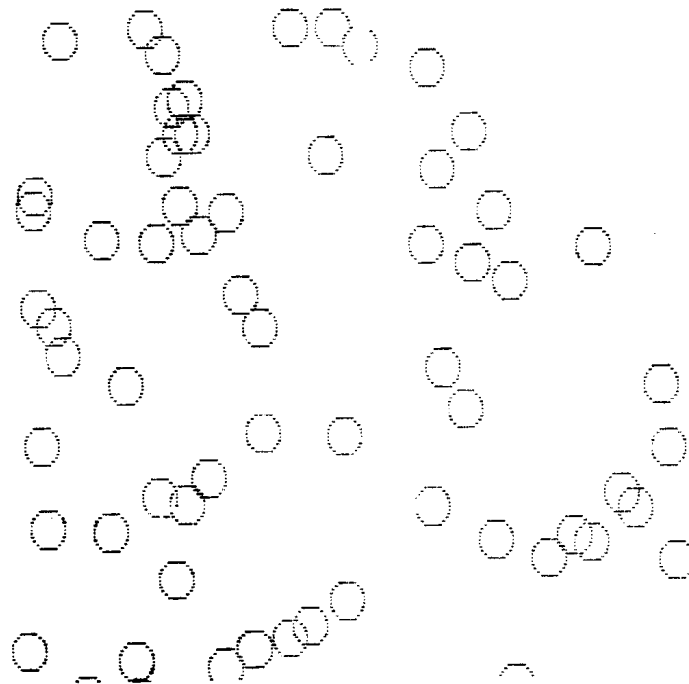


図 5 溶岩中に於る分布

Fig. 5 Distribution in lava

## 黒 点

黒点を観測すると、対をなして存在する場合が少くない。そこで黒点の面積をそれぞれ  $a, b$  と記して、この黒点の対を複素数で表示することにする。即ち2対の黒点を  $(a, b)$  と記す。黒点の対に関して一般に

次の関係がある。即ち、対をなす黒点は、ほぼその大きさが等しい。そこで近似的に  $(a, b) \simeq a_i$  と記すことができる。それに関して、複素ベクトル算法を適用する。

黒点の対を表わす複素ベクトルの集合は、マントルと同様に、太陽面の均質性を仮定すると、対角化する。これはあるはんいの黒点の対同志がある意味での相関を持つことを意味し、これ等は例えばほぼ同時に発生し、消滅することが予想される。8 cm 屈折で観測すると3つ黒点の対の同時発生が見られた。

### マントル上面

マントルと crust の境に於て、crust 中では  $\Delta\phi_c=0$  マントル中では  $\Delta\phi_m=c$  が成立する。ここで  $\phi$  は熱ポテンシャルである。故に、 $\phi$  は、マントル側と crust 側では不連続となる。故に  $q=\text{grad}\phi$  から  $q_c$  と  $q_m$  は異なる。但し  $q_c$  は crust 側の熱流、 $q_m$  はマントル側の熱流である。 $q_c < q_m$  と考えられるので、これはマントル中で熱流の水平方向及び下方方向の成分が存在することを意味する。

地殻の熱流は  $x$  方向即ち地表に垂直と考えてよい。マントルの温度を、 $x$  だけの関数即ち深さと共にのみ変化すると考えると、これは mass transfer の存在を意味する。一方即ち筆者が述べたように  $\text{rot}q=0$  故に、この様に見存在するかのように見える  $q$  の循環は、マントル中に於て乱流の形式をとり、例えば上方向の熱の移動は隣接する下方への熱流と熱流としてはうち消き合うものと考えられる。

### 地殻熱流

観測によれば大陸に於る地殻熱流は、海洋下に於るそれとほぼ等しい。熱流に関して次式が成立すると考えられる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c \Delta \phi \cdots \cdots ①$$

$$\text{in crust } \Delta \phi = 0 \cdots \cdots ②$$

$$\text{in mantle } \Delta \phi = c_0 \cdots \cdots ③$$



①式は筆者が既にのべた4次元準平衡即ち時間的に同じ状態のくり返しをあらわす式である。

①と②から  $\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad \therefore \phi = c't + D$ , 即ち,  $\phi$  は時間に比例して変化する。深さや場所は常数項  $c', D$  に含まれる。

$q = \text{grad} \phi = t \text{grad} c' + \text{grad} D$ , 故に  $x$  方向のみを問題とすれば  $q$  は属性の深さに対する変化率で定まる。大陸に於る  $q$  と, 海洋下の  $q$  がほぼ等しいことは少くとも表層近くではこの属性の変化率がほぼ一定であることを示す。

①式と②式から,  $\phi = C_0 t^2 + D \cdot t + E$

$q = t^2 \text{grad} C_0 + \text{grad} D_0 + \text{grad} E$  これからマントル中でも  $q$  は, 属性の深さに関する変化率に比例することが分る。属性をあらわす量は crust に於ては,  $D$  は初期に於る crust の状態に関する量をあらわす。

マントル中に於る  $E$  も同様である。マントル中に於て, 時間に関係する量は  $C_0$  と  $D_0$  の2つがある。

前述したように地殻内で少くとも表層近くで属性の変化率がほぼ一定であることは, 例えば密度の増加率がほぼ一定であること即ち密度が深さと共に linear に増加することを予想させる。これは組成と共に特に圧力による密度の増加が直線的であることから予想される。

マントル内の熱ポテンシャル分布及び  $\text{div } q = c$  の  $c$  の値, 今熱流は  $x$  方向のみとして,  $x$  方向のマントル内の温度分布を,  $\text{div } q = c$   $c = \text{constant}$  として, 求めてみる。

$$q = \text{grad} \phi_x \quad q' = \text{grad} \phi_{x+\Delta x}$$

$$\text{テ-ラー展界の第2頃迄みると, } q' = q + \frac{\partial q}{\partial x} \Delta x$$

$$\Delta x = 1 \text{ とおくと}$$

$$q - q' \simeq \frac{\partial q}{\partial x}$$

$$\text{一方ガウスの定理から, } \Delta x = 1 \text{ とおいて, } q' - q = \frac{\partial q}{\partial x}$$

$$\text{故に, } \text{div } q = \frac{\partial q}{\partial x} = c, \quad q = cx + D$$

$$\phi = cx^2 + Dx + E \cdots \cdots \quad \text{が求まる。}$$

crust 中では  $\Delta\phi=0$  故に  $\phi=cx+D$ ,

$\text{div } q=c$  の  $c$  の決定は、既にのべたように、

$$\Delta\phi = \frac{1}{c'} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \text{div } q = c \quad \therefore \phi \simeq ct^2$$

故に、 $c \simeq \frac{\phi}{t^2}$  ここで  $t$  は、地球の年令である。マントル表面に於て、 $\phi \simeq 1000$  とする。

$$c \simeq \frac{36 \times 24 \times 6 \times 6 \times 10^3}{45^2 \times 10^{16}} = 1.5 \times 10^{-12}$$

故に熱の発散量は小さい。

### 対流発生 の 条件

$\text{rot } v = c$   $c \neq 0$  がそのまま対流発生 の 十分条件 とは ならない。即ち、もし、 $c = \text{constant}$  であれば微小部分について、 $\text{微小な対流}$  が一様に生じて謂ゆる大きさを持った対流が生じないからである。この対流が生ずる層には  $c$  が  $x, y$  の関数でなければならない。

$$\text{式から, } \frac{\partial v_x}{\partial x} \neq 0 \quad \frac{\partial v}{\partial y} \neq 0 \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial y} \neq 0 \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial x} \neq 0$$

が十分条件となる。

### 地熱地帯の物性

塩基性火山即ち玄武岩質火山が存在することは玄武岩層が火山地帯に於て比較的浅く存在することを推定させる。温泉による地熱地帯をボーリングせたところ花崗岩ではなく玄武岩の存在を推定させる物質が出てきたという報告がある<sup>3)</sup>。以上のことは地熱地帯と玄武岩層即ち塩基性岩石とは関連があることが推定させる。

温泉水の成分は塩基性火山の附近では  $S > \text{cl}$ , 酸性火山のものは  $\text{Cl} > S$  が知られている。故に溶液としての成分は  $S$  が地熱地帯を特徴づけるものである。

### マントル対流の直接要因

マントル対流の直接的要因は浮力である。mass が下から上へ上って

くると、それは冷却ではなく熱の発散の変化等による温度変化をする。熱の発散の変化は極めて複雑である。従ってマントル対流は極めて複雑なものになる。温泉に於て熱源中の温泉についても熱から熱源から与えられるので、同様である。但し伝導に冷却が加わる。

### 温泉とマントルとアナロジー

温泉特に源温泉と マントルとの間には既に筆者が発表したように、熱ポテンシャル或いは温度に於て方程式の上でアナロジーが成立する。温泉特に源温泉例えば登別地獄谷に於て、噴気個所に於る熱流は、地下からの伝導による輻射に噴気による熱流が加わると考えられる。これは、特に温泉水が上方へ上昇している場所と考えることができる。この上昇は既にのべたように、熱源となる岩石からの熱の発散及び伝導による冷却による温度変化によってもたらされる。マントルに対して以上をアナロジー的に考えると特に熱の発散の大きいところに於てマントルの異常な上昇があると考えられる。これが火山と関係すると思われる。

### マグマとマントルの関係

既にのべたように玄武岩石が高温帯を特徴づけることから、玄武岩とマントルの間に何等かの物質的関連があることが考えられる。然しこの関連は地球の熱史的問題である。マグマの下部に本源 マグマが存在するがそれ玄武岩質であることから、上述したことから、それはマントルと直接連っていることが想像される。

### 地 殻

地殻は大陸では厚く、海洋ではうすい。既に筆者が発表したように、マントル上部程、 $\text{div} q$  が大とすると、海洋下ではマントルの上面が高いので前述したようにマントルの上昇運動が、海洋下では大陸下より大である。故に、マントルの熱流が海洋下では大陸下より大となる。

## 熱の発熱

$$q = \text{grad} \phi, \quad \therefore \text{div} q = \Delta \phi,$$

地殻では,  $\phi = k\theta$ ,  $\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \Delta \theta$  が成立する。

故に定常状態では,  $\Delta \phi = 0$ ,  $\therefore \text{div} q = 0$ ,

非定常問題では  $\text{div} q \neq 0$  となる。故に地殻深部に於て非定常問題を考えると, 熱の発散  $\text{div} q$  は 0 ではない。この熱源は放射性元素によるものである。又マントルからの熱流も関係する。

## マントルからの熱流

仮に, 地球の歴史の初期に crust とマントルが存在したとする。マントルからの熱流は熱伝導のみとする。この場合時間的にも, マントルからの熱流は地殻表面迄には達しない。そこでマントルからの熱流が地殻表面迄達するメカニズムとして次の様に考えることができる。

1. 地殻は最初うすかった。
  2. 熱伝導以外の熱流即ち, crust 生成の際の熱流。
  3. 天文学的には地殻上面は  $273^\circ \text{K}$  以上の温度を持つ。故に, 最初から, 地殻は温度をもち, やの温度がマントルの温度と関係がある。
- 2 と 3 が確からしいと思われる。

## 火山に於るマグマ内及びマントル迄の熱ポテンシャル

境界条件を, マントル上面に於て,  $v=1000$  とする。マグマ中に於て, 熱伝導が成立するとする。熱伝導の非定常問題に於て深さ  $x$  に於て熱源が  $\phi(\tau)$  で与えられた場合の解は green 関数を用いて,

$$v = \frac{1}{2\sqrt{\pi k t}} \int_0^\infty f(x') \left\{ e^{-\frac{(x-x')^2}{4kt}} - e^{-\frac{(x+x')^2}{4kt}} \right\} dx' \\ + \frac{x}{2\sqrt{\pi \kappa}} \int_0^t \phi(\tau) \frac{e^{-\frac{x^2}{4k(t-\tau)}}}{(t-\tau)^{\frac{3}{2}}} d\tau$$

で与えられることが知られている<sup>4)</sup>。但し,  $f(x)$ : 初期温度  $\theta$  ( $\tau$ ): 境界の温度  $z$ : 最初の時刻 ここで熱源の深さを火山に於るマントル上面の深

さとしてこれはある程度孤立し次第に冷却するとする，仮にマグマ及び本源マグマ及びそれ以下のマントル迄の部分が水平方向に十分な広がりを持っているとして， $x$  方向（深さ）のみに熱ポテンシャルが変化するとし，上の式を， $f(x)$ ,  $v$  の代りに最初の  $\phi_0$  即ち最初の  $\phi$  の分布を置いて， $\phi$  を求めた， $x$  はマントル 表面迄の距離約60kmとなる。又，火山下のマントル表面の初期温度1000℃とする，そうすると次式が得られる。

$$\phi = \frac{1}{2\sqrt{\pi k}} \int_0^\infty \phi_0 \left\{ e^{-\frac{(x-60)^2}{4kt}} - e^{-\frac{(x+60)^2}{4kt}} \right\} dx \\ + \frac{x}{\sqrt{\pi k}} \int_0^t \phi \tau \times \frac{e^{-x^2/4k\tau}}{t^{\frac{3}{2}}} d\tau$$

となる。時間が十分にたつと  $\phi$  は次第に減少する。これは火山下のマントルが孤立している場合であって，一般には火山下のマントル上面の温度は変化しないと思われる。その為には，マントル表面温度が一定になるように，時間をずらして，新たに境界条件を，重ね合せていけばよい。前述した式では境界温度は  $x=x'$  とおいて

$$\phi(t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi k t}} \int_0^\infty f(x') \left\{ e - e^{-\frac{2x'^2}{4kt}} \right\} dx \\ + \frac{x}{2\sqrt{\pi k}} \int_0^t \phi(\tau) \frac{e^{-x^2/4k(t-\tau)}}{(t-\tau)^{\frac{3}{2}}} d\tau$$

となる。

$\phi(t)$  を一定にする為には， $\phi(t)$  の代りに，

$$\theta(t) + \left( -\frac{\partial \phi(t)}{\partial t} \Delta t \right) + \dots\dots\dots$$

$$\text{即ち， } \phi(t) + \int_\tau^t -\frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = \phi(\tau) \text{ におきかえる。}$$

これは，式に於る第一項目に影響を与えるだけで第2項目には影響を与えない。

第一項目は，熱源以外の初期温度を0としたとき，

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi k t}} \int_{x'}^{x'+1} \phi(\tau) \left\{ e^{-\frac{(x-x')^2}{4kt}} - e^{-\frac{(x+x')^2}{4kt}} \right\} dx$$

となる。故に

$$\phi = \frac{1}{2\sqrt{\pi kt}} \int_0^\infty 1000 \times \left\{ e^{-\frac{(x-60)^2}{4kt}} - e^{-\frac{(x+60)^2}{4kt}} \right\} dx$$

$$+ \frac{x}{\sqrt{\pi k}} \int_0^t 1000 \times \frac{e^{-x^2/4kt}}{t^{\frac{3}{2}}} dt$$

火山表面からの冷却を考えると、それが  $\frac{\partial v}{\partial x} = hv$  であらわされれるとすると、次式であらわされることがしられている。

$$v = \frac{1}{2\sqrt{\pi kt}} \left\{ e^{-\frac{(x-x')^2}{4kt}} + e^{-\frac{(x+x')^2}{4kt}} \right\}$$

$$- he^{kt h^2 + h(x+x')} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x+x'}{2\sqrt{kt}} + h\sqrt{kt} \right\}$$

この式の  $v$  を  $\phi$  とすれば  $\phi$  が上式で求まる。

### マントル内の状態量

$q = q' + \operatorname{div} qn$  但し、 $q$  : mass transfer による熱流

$$\therefore \operatorname{rot} q = 0, \quad \text{故に} \quad \oint q ds = 0,$$

これは  $q$  が状態量であることを示す。

熱源がない場合の断熱温度分布は次式で表わされる。

$$\frac{d \log T}{dz} = \frac{\alpha}{cp} g \quad \text{但し、} \alpha : \text{体積熱膨脹率係数,}$$

$q' = c\theta v$  とおいて,

$$T = \frac{q'}{cv} \quad \text{から、これを、代入すると,}$$

$$\frac{d \log cv}{dz} = \frac{\alpha}{cp} g \quad \text{熱源が存在しないから,}$$

$$q = q'$$

$$\text{故に,} \quad \frac{d \log \frac{q}{cv}}{dz} = \frac{\alpha}{cp} g$$

故に  $v$  即ちマントル対流の速度  $v$  が分れば  $q$  が求まる。実際の熱流を  $q$  とすれば、これから、 $\operatorname{div} q = q_0 - q$  から  $\operatorname{div} q_0$  が求まる。

## 海洋下の地殻熱流

式から,  $q$  はほぼ  $e^{-x^2}$  に比例する。故に, マントル上面に於て, この結果を適用し, そのグラフもパーソナルコンピューターで求めてみると,  $q$  の  $x$  と共に減少する割合は極めて急激である。故に, 海流でマントルからの熱流が大陸下よりも大であることは, 海洋下では, 大陸下よりマントルが浅いところに存在することで説明できるだろう。

## 火山, 温泉の噴気

前述しよことを, 火山, 温泉に適用してみる。ここで蒸気或いはその他のガスによる熱伝達は主に mass transfer によってなされると, すると, マグマの表面温度をほぼ一定とすると, 同様の議論が成立し, 噴気のある場所はマグマ或いは温泉熱源が比較的浅いところに存在することを意味する。

## 星の内部の熱ポテンシャルの分布

星の内部に於て次の方程式が成立することが知られている。

$$\frac{dMr}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad \frac{dp}{dr} = -\frac{GMP}{r^2} \quad \frac{dT}{dr} = \frac{1}{\lambda} \frac{Lr}{4\pi r^2}$$

$$\frac{dLr}{dr} = 4\pi r \rho \epsilon \quad \text{但し, } Mr : \text{質量, } p : \text{圧力}$$

$Lr$  : 熱流,  $\epsilon$  : 単位質量について単位時間に発生するエネルギー

$\lambda$  : 熱伝導率 これ等の式から,  $\frac{dT}{dr} = -\frac{1}{\lambda} \frac{1}{4\pi r} \int 4\pi r^2 \rho \epsilon dr$

が成立する。

$$\text{故に, } T = \int \left[ -\frac{1}{\lambda} \int p \epsilon dr \right] dr + c$$

ここで  $T$  の代りに熱ポテンシャル  $\phi$  を使うと, 式に於て,  $T$  を  $\phi$  に,  $\lambda=1$  とすればよい。

故に次式が得られる,  $\phi = -\int \int \rho \epsilon dr^2 + c$   $\epsilon p = \text{div} q$  とおくと

$$\varphi = - \int \int \text{div} q \, dr^2 + c \text{ が得られる。}$$

ここで式より  $\text{div} q \neq 0$ , この式はマントル中でも成立する。又この式より, 熱ポランシャルは  $\text{div} q$  で定まることが分る。 $c$  は星の中心或いは地球の中心の熱ポランシャルである。熱流が中心に於て「なめらかな」極値に達するとすれば  $c=0$  となる。

$$\therefore \varphi = - \int \int \text{div} q \, dr^2$$

### マントルのエネルギー放出の固有値問題

マントルは既に筆者がのべたように結晶の集合体からなると考えることができ, これは次の matrix で表示される, そしてこれが解離するときエネルギーを放出する。

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_n \end{pmatrix}$$

これを式で表示すると,

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 & \dots & a_n \end{pmatrix} + \varepsilon$$

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} a_1 \\ 0 \\ 0 \\ \dots \end{pmatrix}$$

$a_1 \ a_2 \dots a_n$  をエネルギーと考えれば放出されるエネルギーは結晶の集合体の一つの要素が持っていたエネルギーに等しい。

$a$  を他物性と考えれば

( $a$ ) =  $a_1 + \delta$  とおいて,  $\delta$  は既に筆者が発表したように, 融解熱に等しい。

$a_1, \dots, a_n$  は固有値なので放出されるエネルギーも固有値となる。他のエネルギー放出の課程として縮退が考えられる。



附記：用いたパーソナルコンピューターはNEC のPC-8801 である。  
用いた天体望遠鏡は 8 cm 屈折でプロミネンス観測 にはプロミネンスアダ  
プターを使用した。

#### 参 考 文 献

- 1) 和田昭夫 Ultra micro soil aggregate について, 札幌大学紀教養部紀要  
第17号 (1980年 9 月)
- 2) 和田昭夫：マントルの解析及び analogue caliculator について, 及び物体  
の集合, 札幌大学教養部紀要第20号一A (1982年 3 月)
- 3) Olafur G. Flovenz and Ludvic S. Georgsson · Prospecting for near  
vertical aquifers in low temperature geothermal areas in Iceland,  
Geothermal resources council's transaction, vol. 6.
- 4) Carslow : Conduction of heat in solid.
- 5) 杉本文一郎, 浜田隆士：宇宙地球科学。